Wanderungsgeschwindigkeit und Diffusionskonstante von Elektronen in Methan

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

XAVER FINK

aus Welschenrohr (SO)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1965

Wanderungsgeschwindigkeit und Diffusionskonstante von Elektronen in Methan

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

XAVER FINK

aus Welschenrohr (SO)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1965

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. P. HUBER und Dr. E. BAUMGARTNER

Basel, den 16. Februar 1965

Prof. Dr. H. ANNAHEIM
Dekan



Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 38, Heft 7, 1965

Wanderungsgeschwindigkeit und Diffusionskonstante von Elektronen in Methan

Zusammenfassung. Es wird eine Methode beschrieben, welche mit Hilfe einer Gitter-Ionisationskammer die Wanderungsgeschwindigkeit w und die Diffusionskonstante D in Gasen am gleichen Elektronenschwarm zu bestimmen gestattet. Methan wurde über einen E/p-Bereich von 0,008–60 V/cm Torr ausgemessen. w und D durchlaufen in der Nähe von $E/p = 1$ V/cm Torr ein ausgeprägtes Maximum. Dessen Zusammenhang mit dem Stossquerschnitt und der Energieverteilung der Elektronen wird diskutiert.

1. Einleitung

Elektrische Erscheinungen in Gasen lassen sich auf elementare Streuprozesse zwischen Elektronen, Ionen, Atomen und Photonen zurückführen. Wechselwirkungen dieser Art spielen in mehreren Forschungsrichtungen wie Plasmaphysik, Raumforschung und Astrophysik wie auch in zahlreichen Geräten der Atom- und Kernphysik eine Rolle. Wir interessieren uns in dieser Arbeit im besonderen für die Wechselwirkung zwischen freien Elektronen und Atomen. Die kinetische Energie der Elektronen möge im Gebiet zwischen der thermischen Energie der Gasatome und der Bindungsenergie der äusseren Atomelektronen variieren. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte ist in diesem Gebiet besonders schwierig, da die klassischen Näherungsmethoden versagen (Born-Approximation). Dazu kommen als erschwerende Faktoren Austausch zwischen streuendem und gestreutem Elektron sowie dielektrische Polarisationseffekte. Messungen sind daher äusserst wichtig. Nun sind aber zuverlässige Experimente mit Elektronenstrahlen unterhalb 1 eV bis heute nicht gelungen. Man ist daher auf die Messung von Grössen angewiesen, die auf indirekte Weise mit den elementaren Stossprozessen in Beziehung stehen.

Ein klassisches Beispiel bilden die Messungen am Elektronenschwarm. Der Elektronenschwarm ist eine spezielle Form des in der theoretischen Literatur häufig behandelten «Lorentz-Gases». Damit ist ein Gas aus leichten Teilchen ohne Wechselwirkung unter sich gemeint, das aber Stösse mit schweren Teilchen eines sehr viel dichteren Gases macht. Ein einzelnes Elektron tauscht durch Mehrfachstreuung Energie mit dem Gas aus, so dass der Schwarm im stationären Zustand ein Energiespektrum von einer gewissen Breite annimmt. Das letztere vermittelt die Beziehung zwischen dem Elementarprozess und den Transportgrössen.

Die den Schwarm charakterisierenden Grössen – zum Beispiel die Wanderungsgeschwindigkeit w in einem elektrischen Feld, die Diffusionskonstante D, die mittlere Energie ε, die mittlere Geschwindigkeit der stochastischen Bewegung u, der mittlere relative Energieverlust pro Stoss f, die mittlere freie Weglänge λ – stellen Mittelwerte über die Energieverteilung dar.

Messmethoden wurden bisher nur für die Wanderungsgeschwindigkeit und die Diffusionskonstante entwickelt. Diese beiden Grössen sind als solche bei allen Ladungstransport-Vorgängen in Gasen von grossem Interesse. Im Prinzip genügt es, zwei Transportgrössen zu messen, die weiteren sind dann durch die Erhaltungssätze von Energie und Impuls bestimmt.

In dieser Arbeit soll eine Methode beschrieben werden, die w und D in einem einzigen Experiment am selben Elektronenschwarm bestimmt. Diese Tatsache ist vor allem in solchen Fällen von Bedeutung, wo die Transportgrössen auf Verunreinigungen im Gas empfindlich sind und somit identische Bedingungen in verschiedenen Experimenten schwer zu realisieren wären. Während die Townsendsche Methode [1]) die Diffusion quer zum elektrischen Feld liefert, ergibt unsere Messung sie in Richtung des Feldes. Die beiden Diffusionskonstanten können nach theoretischen Vorstellungen beträchtlich voneinander abweichen. Die bei anderen w-Messverfahren erforderliche Korrektur der Diffusionseffekte entfällt, da D selbst Messgrösse ist und berücksichtigt wird. Dadurch erhöht sich die Genauigkeit für die w-Messung.

2. Messmethode

2.1. *Allgemeines*

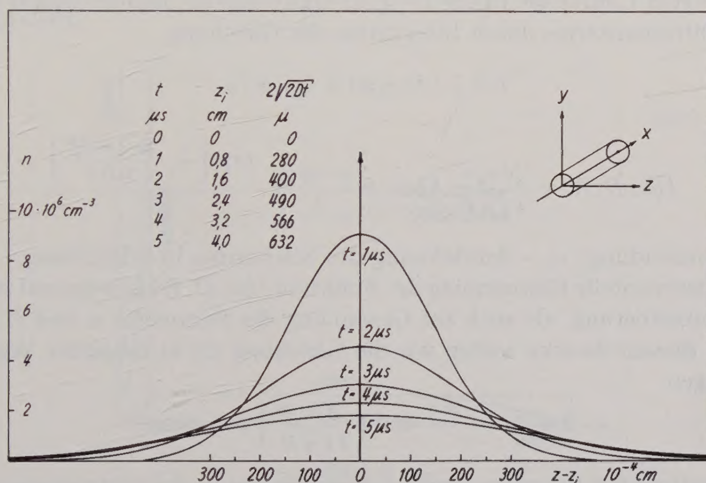
Wanderungsgeschwindigkeit w und Diffusionskonstante D sind hinreichende Parameter zur Beschreibung des makroskopischen Verhaltens eines Elektronenschwarmes im Gas und im elektrischen Feld. Beide Grössen stehen über die Elementarprozesse miteinander in Zusammenhang. Ihre Beziehung ist aber nur in speziellen Fällen einfach (Einstein-Relation). Sie sind auch messtechnisch nicht voneinander zu trennen. Eine Messung der Wanderungsgeschwindigkeit bedeutet ja raumzeitliche Lokalisierung des Schwarm-Schwerpunktes. Dabei spielt die Änderung der räumlichen Verteilung um den Schwerpunkt entscheidend mit. Andererseits bedeutet Diffusion nichts anderes als die thermische Bewegung im Schwerpunktssystem. Da sie aber stets vom Laborsystem aus beobachtet wird, ist wiederum die Kenntnis der Schwerpunktsgeschwindigkeit unerlässlich. Aus diesem Grunde streben wir eine Methode an, die beide Grössen als gleichberechtigt behandelt. Das Vorgehen ist dabei folgendes: Der Schwarm wird zu bekanntem Zeitpunkt ($t = 0$) erzeugt und daraufhin längs einer gegebenen Strecke seiner Wanderungs- und Diffusionsbewegung überlassen. Am Ende der Strecke wird zu bekannter Zeit die räumliche Elektronendichte bestimmt. Dies geschieht durch Messung des zeitlichen Elektronenstromes durch eine Ebene senkrecht zum elektrischen Feld. Diese Ebene ist gegeben durch ein Gitter. Zwischen ihm und dem Auffänger existiert ein zweites homogenes Feld, welches dem Nachweis des Elektronenschwarmes dient (Figuren 7 und 8). Diese Trennung in ein Diffusionsfeld und ein Messfeld bringt den Vorteil, Wanderung und Diffusion über sehr weite E/p-Bereiche, insbesondere im Gebiet unterhalb der Stossionisation studieren zu können.

2.2. *Raumzeitliche Beschreibung des Elektronenschwarmes*

Unser System stellt ein Gemisch von zwei Gasen dar – dem Elektronengas und dem Atomgas. Wir haben es aus zwei Gründen mit Nichtgleichgewichts-Zuständen zu

tun: a) Das äussere, homogene elektrische Feld wirkt nur auf das Elektronengas, nicht aber auf das Atomgas. b) Das Elektronengas weist einen Dichtegradienten auf. Wir wollen über das System folgende Annahmen treffen:

a) Das homogene elektrische Feld E weise in die negative z-Richtung eines $x\,y\,z$-Koordinatensystems (Figur 1).
b) Die Elektronendichte $n(y, z, t)$ sei zylindersymmetrisch zu einer mitbewegten x-Achse. Zur Zeit $t = 0$ soll n auf der x-Achse eine Deltafunktion annehmen.
c) Die gesamte Elektronenzahl soll zeitlich konstant bleiben, das heisst Rekombination, Anlagerung und Diffusion sollen vernachlässigbar sein.
d) Für $t > 0$ soll die Elektronendichte genügend klein sein, damit die Wirkung der Raumladung vernachlässigt werden kann.
e) Die mittlere freie Weglänge der Elektronen für Atomstösse sei klein gegen die Dimensionen der Kammer, dann ist auch die zum Erreichen der mittleren Elektronenenergie benötigte Zeit klein gegen die Wanderungszeit.
f) Es sollen überwiegend inelastische Stösse vorkommen.



Figur 1
Berechnete Elektronendichte n in der Ebene $y = 0$ für CO_2

Diese Voraussetzungen sollen später an einem typischen Beispiel numerisch diskutiert werden. Der vorliegende Fall – allerdings für rein elastische Wechselwirkung – ist in der theoretischen Literatur ausführlich behandelt[2]). Über die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion werden folgende Voraussagen gemacht:

Die Geschwindigkeitsverteilung ist im allgemeinen keine Maxwellsche. Ihre Gestalt wird bestimmt durch den Verlauf des Stossquerschnitts sowie durch E/p. Dagegen sollte sie in 1. Näherung isotrop sein, da der dem Feld entnommene Impuls nach wenigen Stössen statistischen Charakter annimmt. Aus demselben Grunde sollte eine Anisotropie der Winkelverteilung sich nicht stark auf die Geschwindigkeitsverteilung auswirken. Es zeigt sich, dass die Transportgrössen nur in speziellen Fällen (Ramsauer-Effekt) empfindlich auf die Form der Geschwindigkeitsverteilung sind[3]). Daher

wollen wir uns vorerst auf die Verteilung im Ortsraum beschränken. Obwohl von gemessenen und berechneten Winkelverteilungen her bekannt ist, dass trotz der niedrigen Elektronen-Energien höhere Partialwellen (P, D...) bei der Streuung eine Rolle spielen (oder gar wie im Ramsauer-Minimum des Stossquerschnitts die gesamte Streuintensität ausmachen), erscheint der Versuch einer Beschreibung durch die Diffusionsgleichung (der rasch ausgleichenden Wirkung der Stösse wegen) hoffnungsvoll. Die Diffusionsgleichung für $n(y, z, t)$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\,\Delta n - \operatorname{div}(n\,\boldsymbol{w}) \quad \text{mit} \quad \boldsymbol{w} = (0, 0, w)$$

besitzt für obige Anfangs- und Randbedingungen die Lösung

$$n = \frac{N}{4\,\pi\,D\,t} \exp\left[-\frac{y^2 + (z - w\,t)^2}{4\,D\,t}\right] \tag{1}$$

N = Anzahl Elektronen pro cm in x-Richtung. Gleichung (1) ist in Figur 1 für ein spezielles Beispiel ausgewertet worden. Experimentell nachweisbar ist der Elektronenstrom I durch die Ebene $z = a$. Er ergibt sich als Summe eines Wanderungs- und eines Diffusionsterms durch Integration der Gleichung

$$i = [-D \operatorname{grad} n + n\,w]\,e$$

nach x und y zu

$$I(w, D, t) = \frac{N\,x_0\,e}{4\sqrt{\pi\,D}} \left(2\,w + \frac{a - w\,t}{t}\right) \frac{\exp\left[-\frac{(a - w\,t)^2}{4\,D\,t}\right]}{\sqrt{t}} \tag{2}$$

e = Elektronenladung; x_0 = Ausdehnung des Schwarmes in x-Richtung.

Eine experimentelle Bestimmung der Funktion $I(w, D, t)$ kann sowohl zur Prüfung der Diffusionsnäherung, als auch zur Gewinnung der Parameter w und D verwendet werden. Zu diesem Zwecke wollen wir die Gleichung (2) in folgender Weise vereinfachen: Wegen

$$2\,w \gg \frac{z - w\,t}{t} \quad \text{und} \quad \left(\frac{N\,x_0\,w}{2\sqrt{\pi\,D}}\right) e = \text{const.}$$

für einen bestimmten Schwarm ergibt sich der Strom in der Gitterebene zu

$$I = \text{const}\,\frac{\exp\left[-\frac{(a - w\,t)^2}{4\,D\,t}\right]}{\sqrt{t}}\,. \tag{3}$$

2.3. *Berechnung des Stromes im Gitter-Auffänger-Feld*

Wir betrachten ein einzelnes Elektron, das zur Zeit $t' = 0$ in den Gitter-Auffänger-Raum (G-A-Raum) der Länge l eintritt. Es soll genügend rasch die dem Hilfsfeld entsprechende mittlere Energie annehmen (während der Zeit $\lambda/f\,u$ setzt es durch Stösse seine eigene Energie um). Es laufe mit der Geschwindigkeit w_e der Feldrichtung entgegen und erzeuge pro cm Weg α Elektron-Ion-Paare. Daraus ergibt sich der Elektronenstrom

$$\left(\frac{e\,w_e}{l}\right) \exp(\alpha\,w_e\,t') \quad \text{für} \quad t' < \frac{l}{w_e}$$

und ein Ionenstrom

$$\left(\frac{e\,w_I}{l}\right)[\exp(\alpha\,w_e\,t') - 1] \text{ für } t' < \frac{l}{w_e}$$

$$\text{bzw. } \left(\frac{e\,w_I}{l}\right)[\exp(\alpha\,l) - \exp(\alpha\,w_I\,t')] \text{ für } t' > \frac{l}{w_e}.$$

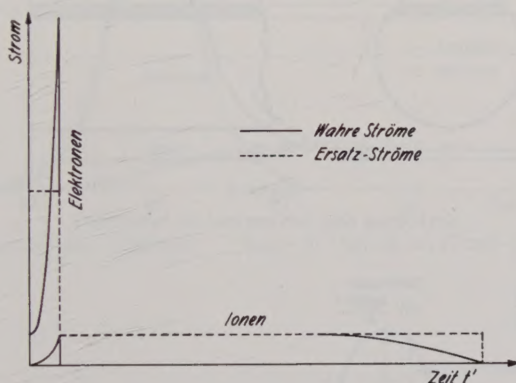
Wegen $w_I \ll w_e$ vereinfachen sich diese Ströme zu

$$\left(\frac{e\,w_e}{l}\right)\exp(\alpha\,w_e\,t') \text{ für } t' < \frac{l}{w_e} \text{ und } \left(\frac{e\,w_I}{l}\right)\exp(\alpha\,l) \text{ für } \frac{l}{w_e} < t' \ll \frac{l}{w_I}.$$

Nun ersetzen wir noch den exponentiellen Anstieg des Elektronenstromes durch den Gleichstrom

$$\frac{e\,w_e}{l}\;\frac{\exp(\alpha\,l) - 1}{\alpha\,l},$$

der während der Elektronensammelzeit (l/w_e) dieselbe Ladung transportiert. Diese genäherten «Ersatzströme» sind in Figur 2 zusammen mit den wahren Stromverläufen dargestellt.



Figur 2

Ströme im Gitter-Auffänger-Feld, erzeugt durch ein Elektron, das zur Zeit $t' = 0$ durch das Gitter eintritt

Wir zerlegen nun den Schwarm beim Durchtritt durch die Gitterebene in infinitesimale Schichten der Dicke $dz = w\,dt$ (Figur 3). Da die Elektronensammelzeit im G-A-Feld klein gegen die Laufzeit des Schwarmes durch die Gitterebene ist, setzen wir $dt = (l/w_e)$. Eine solche Schicht enthält $(I\,dt/e) = (I\,l/e\,w_e)$ Elektronen. Sie erzeugt im G-A-Feld den Elektronenstrom $(\exp(\alpha\,l) - 1)\;I(t)/\alpha\,l$ für $t' < (l/w_e)$ und den Ionenstrom $(w_I/w_e)\exp(\alpha\,l)\,I(t)$ für $(l/w_e) < t' \ll (l/w_I)$. Den Gesamtstrom $I'(t)$ im G-A-Feld erhält man durch Integration über alle Schichten (Figur 4):

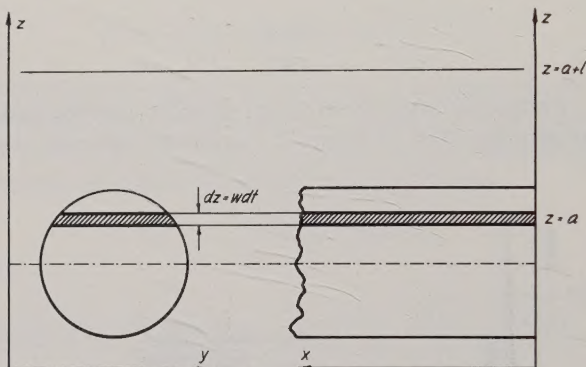
$$I'(t) = \underbrace{\frac{\exp(\alpha\,l) - 1}{\alpha\,l}\,I(t)}_{\text{Elektronen}} + \underbrace{\frac{w_I}{l}\exp(\alpha\,l)\int_0^t I(t)\,dt}_{\text{Ionen}}$$

oder mit $I(t)$ von Gleichung (3) eingesetzt

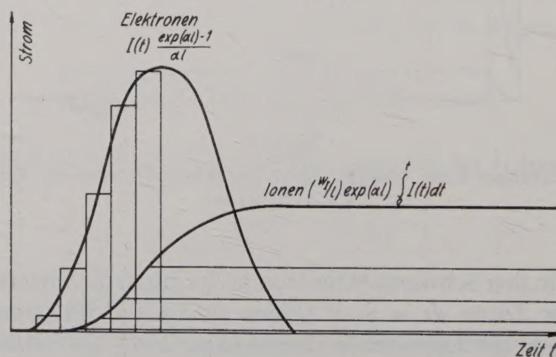
$$I'(t) = \frac{\exp(\alpha\, l) - 1}{\alpha\, l} \left[\frac{\text{const}}{\sqrt{t}} \exp\left\{- \frac{(a - w\, t)^2}{4\, D\, t}\right\}\right]$$

$$+ \exp\,(\alpha\, l) \left(\frac{w_I}{l}\right) \text{const} \int\limits_0^t \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left[\frac{-(a - w\, t)^2}{4\, D\, t}\right] dt\,. \qquad (4)$$

Gleichung (4) wird im Abschnitt 2.4 benützt, um aus dem gemessenen Ladungsverlauf $\int\limits_0 I'(t)\, dt$ am Auffänger die Grössen w und D zu bestimmen.



Figur 3
Zerlegung des Schwarmes in Schichten



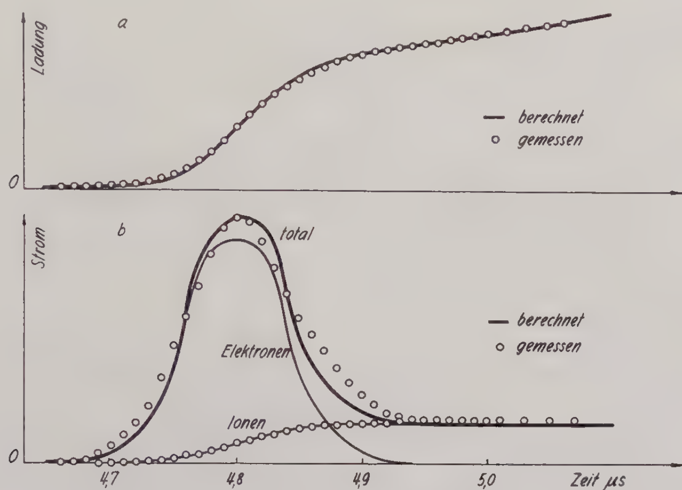
Figur 4
Zur Berechnung des Totalstromes im G–A-Feld

2.4. *Experimentelle Bestimmung von w und D aus $I'(t)$*

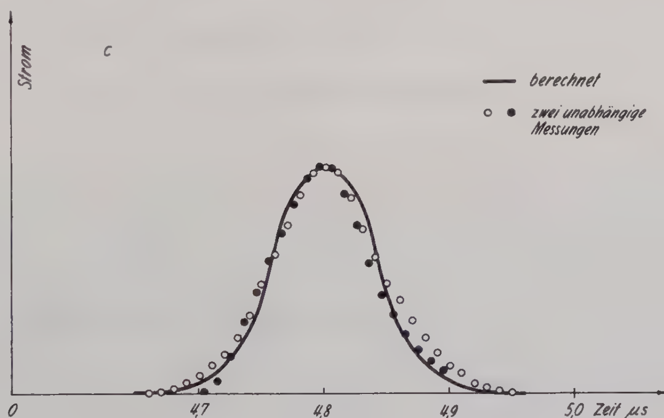
Im folgenden wird gezeigt, dass der im letzten Abschnitt berechnete Gitter-Auffänger-Strom im Einklang mit der Erfahrung steht. Experimentell ermittelte Stromkurven lassen sich daher für die Bestimmung von w-D-Werten ausnützen. Zunächst

sollen folgende Grössen in Abhängigkeit von der Zeit unter bestimmten Voraussetzungen numerisch berechnet werden:

1. Elektronendichte nach Gleichung (1), dargestellt in Figur 1.
2. Elektronenstrom in der Gitterebene $z = a$; Gleichung (3), Figur 5c.
3. Elektronen-, Ionen- und Totalstrom im G-A-Feld; Gleichung (4), Figur 5b.
4. Ladung am Auffänger $\int_0 I'(t)\, dt$, Figur 5a.

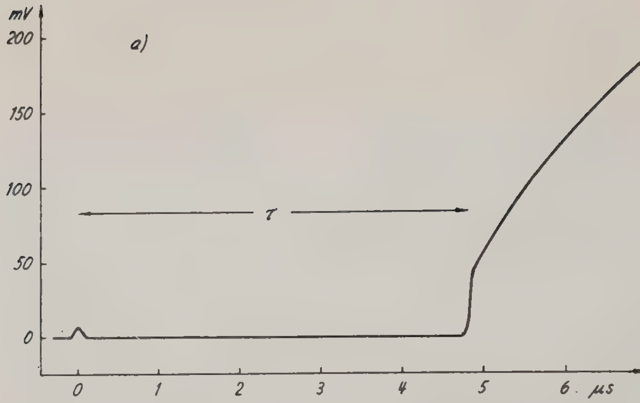


Figur 5a Ladung am Auffänger Figur 5b Strom im Gitter-Auffänger-Feld



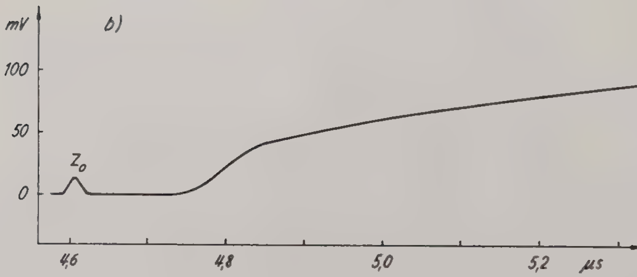
Figur 5c Strom in der Gitterebene

Voraussetzungen: CO_2-Gas; Druck $p = 286$ Torr; Distanz α-Spur-Gitter $a = 3{,}95$ cm; Distanz Gitter-Auffänger $l = 0{,}12$ cm; Spannung zwischen Kathode und Gitter 1800 V; Spannung zwischen Gitter und Auffänger 1780 V; E/p im Lauffeld



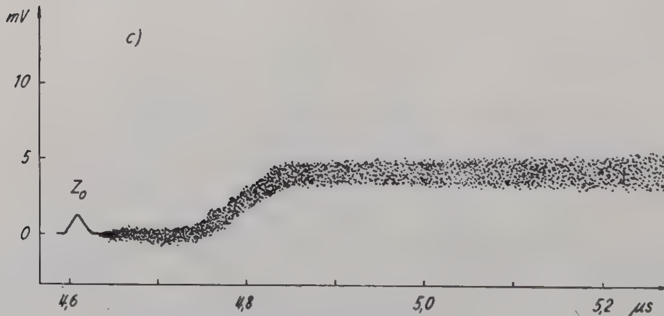
Figur 6a

Nachgezeichnetes Oszillogramm der Ladung am Auffänger
Bestimmung der Wanderungszeit



Figur 6b

Nachgezeichnetes Oszillogramm der Ladung am Auffänger
$\int_0^t I'(t)\,dt$ mit besserer Zeitauflösung bei Gasverstärkung > 1



Figur 6c

Nachgezeichnetes Oszillogramm der Ladung am Auffänger
const $\int_0^t I(t)\,dt$, erhalten durch Aufzeichnung der Ladung ohne Ionen (Gasverstärkung 1).
z_0: Zeitmarken zur Anpassung der Kurven b und c

1,57 V/cm Torr; Elektronendichte pro cm in x-Richtung: 11000 Elektronen/cm am Anfang und 12000 am Ende der α-Spur; Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeit $w = 0{,}83 \cdot 10^6$ cm/s [4]); Diffusionskonstante $D = 105$ cm²/s [1]); Townsend-Koeffizient $\alpha = 46$ cm^{-1} Torr^{-1} [5]); Ionenwanderungsgeschwindigkeit $w_I = 4 \cdot 10^4$ cm/s [6]).

Gemessen wurde der zeitliche Ladungsverlauf am Auffänger. Die Messpunkte sind in Figur 5a eingetragen. Figur 6 zeigt experimentell aufgenommene und nachgezeichnete Oszillogramme für $Q = \int_0^t I'(t)\, dt$. Durch graphische Differentiation ergab sich der Totalstrom $I'(t)$ (Figur 5b). Die experimentelle Ladungskurve mit Gasverstärkung eins lieferte den Ionenstrom. Die Differenz Totalstrom minus Ionenstrom schliesslich stellt nach Gleichung (4) den Elektronenstrom dar. Diese Auswertung wird für die obigen Voraussetzungen (CO_2-Gas) durch die Punkte in Figur 5 wiedergegeben.

Die Wanderungsgeschwindigkeit ist nach Abschnitt 2.2 gleich dem Quotienten aus dem Laufweg a und der Laufzeit τ des Schwarmschwerpunktes. Als Laufzeit entnehmen wir dem Oszillogramm der Figur 6 das Intervall zwischen der Zeit-Null-marke (siehe Abschnitt 3.2) und dem Wendepunkt der Ladungskurve. Der relative Fehler dieser Zeitmessung ist 2%. Für das betrachtete Beispiel ergibt sich

$$w = \frac{a}{\tau} = \frac{3{,}95 \text{ cm}}{4{,}8 \cdot 10^{-6}\text{s}} = 0.82 \cdot 10^6 \text{ cm/s} \pm 2\%$$

Da nun $I(t)$ und w bekannt sind, lässt sich aus Gleichung (3) die Grösse D bestimmen: Man findet $p\, D = 3{,}0 \cdot 10^4$ cm² Torr/s $\pm$ 20%.

Die Ungenauigkeit von 20% liegt in der Registrierung der Ladungskurve sowie der nachfolgenden Differentiation begründet.

Diese Auswertung liefert die Wanderungsgeschwindigkeit und die Diffusionskonstante für ein bestimmtes Gas bei gegebenem E/p. Die im Kapitel 4 mitgeteilten Messungen an verschiedenen Gasen für ausgedehnte E/p-Bereiche wurden nach dem hier dargelegten Verfahren gewonnen.

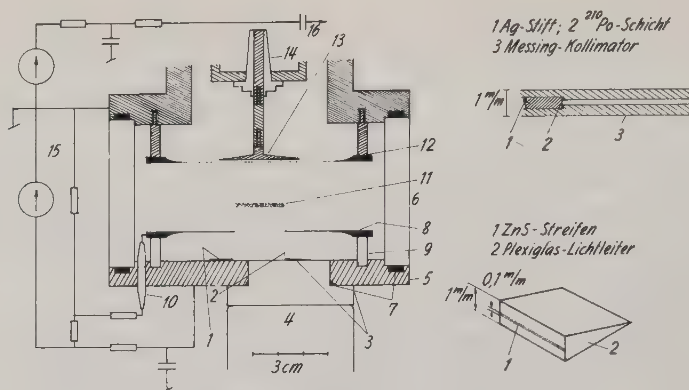
3. Experimentelles

3.1. *Ionisationskammer*

Die Anordnung ist ähnlich einer früher beschriebenen [7]). Einige Änderungen seien im folgenden mitgeteilt. Figur 7 zeigt die Kammer im Schnitt und die Anordnung zur Erzeugung der Primärelektronen. Die Ionisierungsdichte ändert sich längs der α-Spur um weniger als 10%, da zur Schwarmerzeugung der mittlere, nahezu horizontale Teil der Bragg-Kurve ausgenützt wird. Für die Messung kommen nur solche α-Spuren in Frage, deren z-Koordinaten innerhalb einer Toleranz von 0,1 mm liegen (siehe Abschnitt 3.2). Daher wurde der ZnS-Szintillator als Streifen von dieser Breite auf die Stirnfläche des keilförmigen Plexiglas-Lichtleiters aufgebracht (Figur 7).

Die Kammer wurde mittels einer Öldiffusionspumpe auf 10^{-6} Torr evakuiert. Der Druckanstieg betrug weniger als 10^{-6} Torr/s. Infolge der organischen Dichtungen ist mit einem Sättigungsdruck organischer Dämpfe von zirka 10^{-3} Torr zu rechnen. Die untersuchten Gase (N_2, CO_2, CH_4) sind aber relativ unempfindlich auf Verunreini-

gungen. 24 Stunden nach dem Einfüllen zeigte sich keine messbare Änderung in den Grössen w und D. Die eigentlichen Messungen an einer bestimmten Gasfüllung dauerten nie länger als 30 Minuten.



Figur 7

Kammer im Schnitt

1 Kollimierte α-Quelle; 2 ZnS-Szintillator; 3 Plexiglas-Lichtleiter; 4 RCA 6810 Multiplier; 5 Kathodenflansch aus Eisen; 6 Keramikzylinder als Kammerwand; 7 Gummi-O-Ring; 8 Schutzelektrode; 9 Keramikstützen; 10 Kovardurchführung; 11 Elektronenschwarm; 12 Gitter mit auswechselbaren Messingstützen variabler Länge; 13 Auffänger mit Schaft variabler Länge; 14 Keramikdurchführung; 15 Spannungsversorgung; 16 Hochspannungskondensator als Ankopplung an Vorverstärker

Die Reproduzierbarkeit wird dadurch illustriert, dass zwei ein Jahr auseinanderliegende w-Messungen an CO_2 um 2% voneinander abwichen. Die Reinheitsgrade der benutzten Gase sind handelsübliche. Sie betragen nach Angaben der Lieferfirmen:

N_2 99,99%

CO_2 99,5% N_2, A, $O_2 < 20$ ppm; H_2O und Oel 150 mg/m³

CH_4 99,5% C_2H_4 0,4%, N_2 und O_2 0,1%

Ausfrieren und gleichzeitiges Abpumpen der tiefer kondensierenden Zusätze im Falle von CO_2 und CH_4 ergab keine messbaren Änderungen in den Grössen w und D.

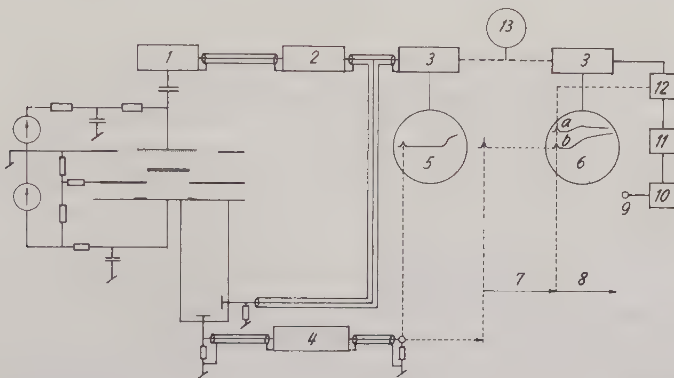
Zur Messung des Gasdruckes wurde im Bereiche von 100–600 Torr ein Bourdon-Differenz-Manometer verwendet (Eichung mit Hg-Säule, Genauigkeit 1%). Zwischen 10 und 100 Torr benützten wir ein absolut anzeigendes Dosen-Manometer von Edwards. Die angegebenen E/p-Werte beziehen sich auf eine Temperatur von 300 °K. Die Messung der Kammerspannungen weist eine Genauigkeit von 0,5 % auf.

3.2. *Aufzeichnung der Ladung am Auffänger*

Figur 8 zeigt die Anordnung zur zeitlichen Aufzeichnung der am Auffänger gesammelten Ladung. Das ZnS-Lichtsignal wird vom RCA-6810-Multiplier als Stromstoss von etwa 10 ns Dauer registriert. Der elektrische Impuls wird sowohl von der Anode als auch von der letzten Dynode des Multipliers abgenommen. Das Anoden-

signal löst über den Verstärker 4 die Zeitablenkung des Oszillographen aus. Der positive Impuls der Dynode wird als Zeitnullpunkts-Marke direkt auf die y-Achse gegeben. Der Ladungsverlauf am Auffänger wird linear verstärkt und oszillographisch aufgezeichnet. Das Ergebnis zeigt Figur 6a.

Der Vorverstärker 1 ist direkt an die Kammer angebaut. Der weiteren Nachverstärkung dienen Laufzeitkettenverstärker Hewlett-Packard 460 BR, Tektronix Vorverstärker L sowie Tektronix-Hauptverstärker 545. Sämtliche Impulsübertragungen erfolgen über abgeschlossene 200 Ω-Koaxialkabel. Die Impulsamplituden am Auffänger betrugen zwischen 15 und 300 μV. Die Anstiegszeit der gesamten Ladungsverstärkung ist 20 ns, während die kürzesten registrierten Ladungskurven über 100 ns dauerten.

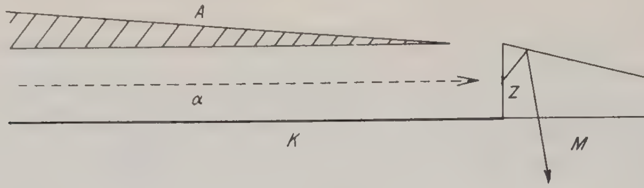


Figur 8
Anordnung zur Aufzeichnung der Ladung
1 Vorverstärker; 2 Laufzeitketten-Verstärker; 3 Tektronix-Vorverstärker L und -Hauptverstärker 545; 4 nichtlinearer Verstärker zur Verkürzung der Impulsflanken; 5 Messung der Wanderungszeit; 6 Messung des Ladungsverlaufes, a) ohne, b) mit Gasverstärkung; 7 Zeitbasis I; 8 Zeitbasis II; 9 Zeitmarkenimpuls von Zeitbasis I oder II; 10 schneller Inverter; 11 variable Verzögerung; 12 schneller Trigger; 13 Oszillator zur Eichung der Zeitbasen

Damit die Laufzeit des Elektronenschwarmes aus Oszillogramm Figur 6a richtig abgelesen wird, müssen die Laufzeiten des Ladungssignals vom Auffänger an, bzw. des Dynodensignals von der Multiplierkathode an gerechnet bis zum Eingang des Verstärkers 3 gleich sein. Diese Bedingung wurde in einem speziellen Abgleichexperiment verwirklicht. Dabei wurde der Laufweg $a = 0$ gesetzt durch Wegnahme des Gitters und Verlegung des Auffängers in 1 mm Distanz vor die Kathode. Durch Anpassung der Kabellänge und Beobachtung der Koinzidenzen war ein Abgleich innerhalb von etwa 10 ns möglich. Figur 9 zeigt die Anordnung.

Zur Bestimmung des Ladungsverlaufes $Q(t)$ benötigt man eine besondere Aufzeichnung des Gitterdurchtritts mit einer Zeitauflösung wie die Oszillogramme in Figur 6b und c sie zeigen. Diese wurden nach dem folgenden Verfahren gewonnen: Der Multiplier-Anodenimpuls löst die Zeitbasis I aus (Figur 8). Diese startet ihrerseits nach einer vorwählbaren Zeit – kurz vor dem Anstieg der Ladungskurve – eine zweite Zeitbasis II. Aufgezeichnet wird erst vom Start der Zeitbasis II an, so dass für

die Darstellung des interessierenden Kurvenstückes der gesamte Schirmdurchmesser zur Verfügung steht (verzögerte Zeitablenkung).



Figur 9

Zum Nullpunktsabgleich mittels Koinzidenzen zwischen Auffänger- und Multipliersignal für $a = 0$. A Auffänger, K Kathode, Z ZnS-Szintillator, M Multiplier, α-Spur

Um auf dem Oszillographenschirm ein stehendes Bild zu erhalten, dürfen die Wanderungszeiten der einzelnen Elektronenschwärme nicht mehr als um 1–2‰ schwanken. Daher musste die Ausdehnung des ZnS-Szintillators in z-Richtung auf 0,1 mm beschränkt werden (siehe Abschnitt 3.1). Ferner muss das Auslösen der Zeitbasis I zeitlich sehr genau definiert erfolgen. Zur Verkürzung der Impulsflanken wurde der nichtlineare Verstärker V4 eingesetzt. Bei diesem wird eine Endstufe innert 4 ns ausgesteuert [8]).

Zur Anpassung der beiden Ladungskurven mit und ohne Gasverstärkung wird ein Zeitmarkenimpuls benötigt (Figur 6b und c). Dieser wird dem Zeitablenkungssystem I oder II entnommen und über eine kontinuierliche Verzögerungskette sowie einen schnellen Diskriminator der y-Achse des Oszillographen zugeführt (Figur 8). Die Oszillogramme wurden auf Polaroid Film 10000 ASA photographiert und nachgezeichnet.

4. Messresultate

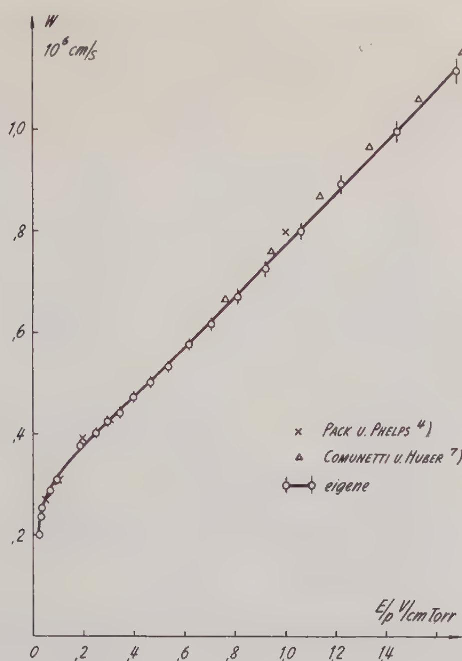
4.1. *Messungen an Stickstoff und Kohlendioxyd*

Zur Kontrolle unserer Messmethode wurde die Wanderungsgeschwindigkeit in N_2 und CO_2 gemessen. Die Ergebnisse sind in den Figuren 10 und 11 dargestellt. Sie stimmen innerhalb der Messgenauigkeit mit Resultaten anderer Autoren überein [4])[7])[9])[10]).

Messungen sowie theoretische Angaben über die Diffusionskonstante in N_2 und CO_2 sind uns nicht bekannt. Dagegen liegen w/D-Bestimmungen nach der Townsend-Methode vor [1]). Wir haben sie mit unsern w-Werten kombiniert und die entsprechenden D-Kurven in Figur 12 mit unsern eigenen D-Messungen verglichen.

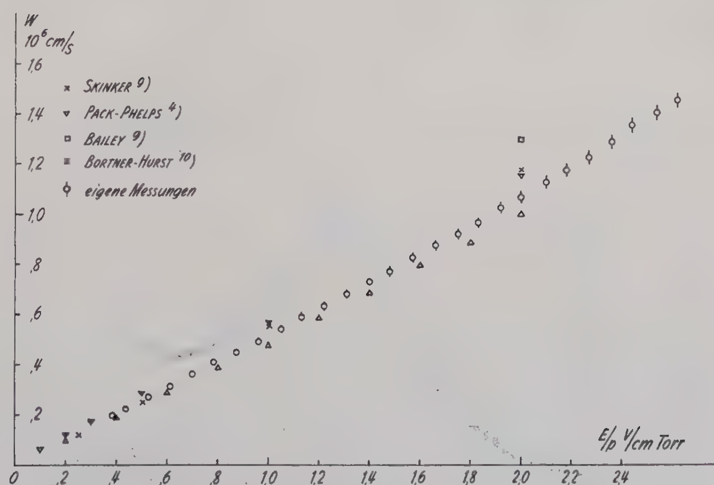
Für die Wanderungsgeschwindigkeit massgebend ist die Zeit zwischen den Durchgängen des Ladungsschwerpunktes durch die Ebenen $z = 0$ und $z = a$. Der Schwarm kann durch Diffusion eine Ausdehnung in z-Richtung bis zu 10% der Laufstrecke a erreichen. Daher ist zu prüfen, ob die zweite Zeitmarke $t = a/w$ unabhängig von der Form des Schwarmes stets dem Schwerpunktsdurchgang entspricht. Wir haben zwei solcher Kontrollen durchgeführt.

a) Durch Variation der Schwarmbreite bei konstant gehaltener Laufstrecke a und Wanderungszeit τ. Ein bestimmtes E/p lässt sich durch verschiedene Kombinationen



Figur 10

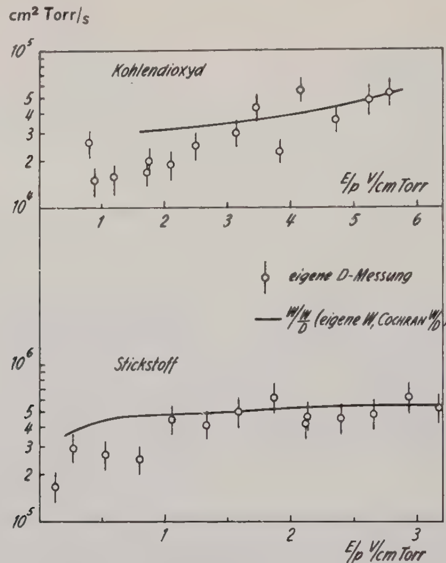
Wanderungsgeschwindigkeit in Stickstoff (99,99%) $a = 4{,}00$ cm; $p = 450$ Torr



Figur 11

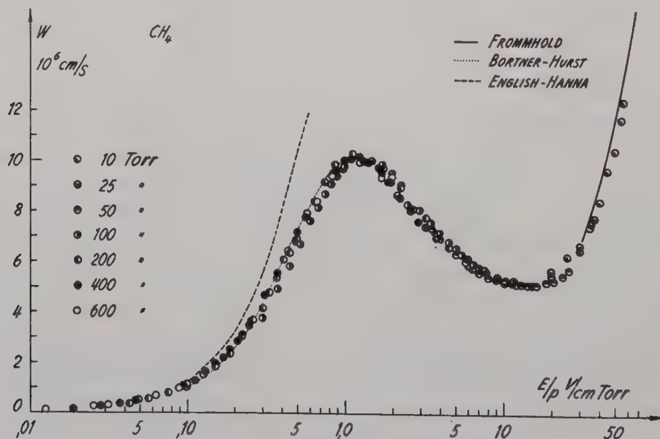
Wanderungsgeschwindigkeit in CO_2

von E und p darstellen. Der Schwarmdurchmesser bei $z = a$ ändert sich proportional zu $p^{-1/2}$. Die w-Messungen an CH_4, dargestellt in Figur 13a zeigen die Unabhängigkeit der Grösse a/τ über einen p-Bereich von 10–600 Torr.

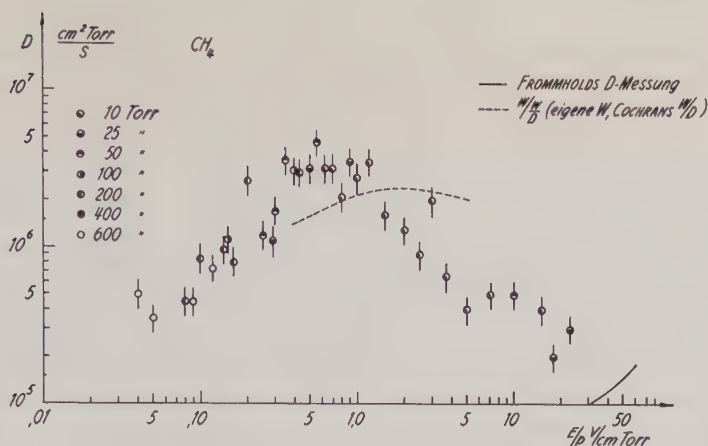


Figur 12
Diffusionskonstante in CO_2 und N_2

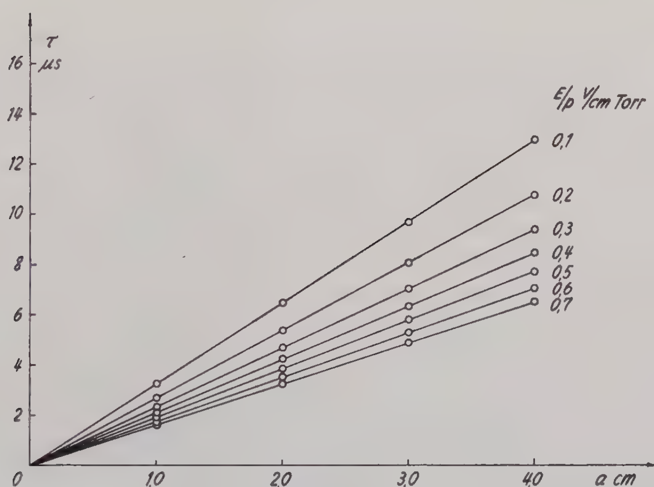
b) Die Schwarmbreite wächst nach der Diffusionstheorie mit $\sqrt{t}$ oder $\sqrt{z}$. Bei korrekter Zeitmessung muss die Wanderungszeit τ linear mit z wachsen. Die Figur 14 zeigt Messungen von τ als Funktion von z in Stickstoff. Für CO_2 und CH_4 ist die Linearität entsprechend gut.



Figur 13a
Wanderungsgeschwindigkeit in Methan



Figur 13b
Diffusionskonstante in Methan



Figur 14
Laufzeit gegen Weg in Stickstoff (99,99%)

4.2. *Messungen an Methan*

Wir haben die Wanderungsgeschwindigkeit in Funktion von E/p im Bereich 0,008–60 V/cm Torr gemessen. Bei noch niedrigeren E/p-Werten wird das Signal-Rauschverhältnis infolge Rekombination längs der α-Spur zu schlecht, während der obere Wert durch das Einsetzen einer selbständigen Entladung gegeben ist. Die Resultate sind in Abbildung 13a dargestellt. Der Gasdruck wurde im Intervall zwischen 10 und 600 Torr variiert. Die Wanderungsgeschwindigkeit erweist sich als un-

abhängig vom Druck. Dieses Ergebnis schliesst – wie im vorangehenden Abschnitt 4.1 näher ausgeführt – gewisse systematische Fehler bei der Laufzeitmessung aus.

Mit Ausnahme der Messungen von ENGLISH und HANNA[12]) werden die in der Literatur mitgeteilten Werte[11])[12]) quantitativ bestätigt. Bisher waren lediglich die Anstiege bei 0,1–1,0 V/cm Torr und oberhalb 20 V/cm Torr bekannt. Unsere Methode konnte dank ihres weiten Anwendungsbereiches in E/p einen recht interessanten Verlauf aufdecken.

Die Messresultate für die Diffusionskonstante D sind in Figur 13b aufgeführt. Die grössere Ungenauigkeit der D-Messung (20%) lässt lediglich qualitative Vergleiche mit übrigen Messungen und theoretischen Voraussagen zu. Der Gasdruck wurde im gleichen Intervall variiert wie bei der w-Messung. Die Messungen von FROMMHOLD[11]) bei hohen E/p als auch die Werte, die man durch Kombination von w/D-Messungen [1]) mit unsern w-Werten erhält, sind zum Vergleich in Figur 13b angegeben. Die Diffusionskonstante durchläuft im selben Bereich wie die w-Kurve ein Maximum.

5. Diskussion

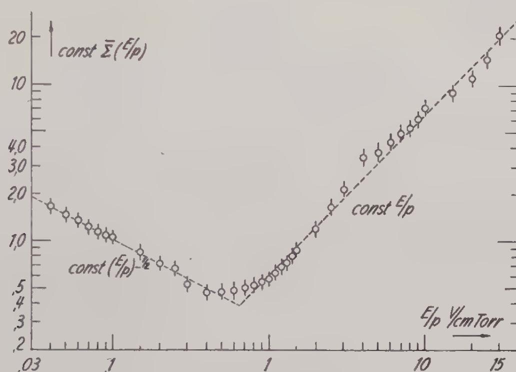
5.1. *Allgemeines*

Die Theorie zeigt, dass die Transportgrössen w und D bei gegebenem Feld und Druck durch den makroskopischen Elektronenstossquerschnitt Σ als Funktion der Elektronenenergie ε gegeben sind [2]). Die Maxima von w und D für Methan möchten wir als Spezialfall einer allgemeinen Gesetzmässigkeit deuten: Wenn die Wanderungsgeschwindigkeit und die Diffusionskonstante ein Maximum durchlaufen, so muss der Stossquerschnitt im betreffenden Energiebereich ein Minimum besitzen. Dessen Breite muss mindestens vergleichbar sein mit der Breite der Energieverteilung. Ein Maximum der Wanderungsgeschwindigkeit beobachtet man zum Beispiel bei Argon mit N_2- oder CO_2-Zusatz. Nun ist bei diesem Gasgemisch der Zusammenhang zwischen Stossquerschnitten und Transportgrössen äusserst verwickelt, da die Argon-Atome mit den freien Elektronen vorwiegend elastische, die beigemischten Moleküle aber vor allem inelastische Stösse machen. Beim Studium des reinen Argon andererseits sind die experimentellen Schwierigkeiten unüberwindlich. Einmal verschiebt sich der Effekt mit zunehmendem Reinheitsgrad nach derart niedrigen E/p-Werten, dass Transportgrössenmessungen äusserst schwierig werden. Zum andern ist es immer noch nicht möglich, die Verunreinigungen in erforderlichem Masse zu kontrollieren. (Verunreinigungen mit relativen Partialdrucken unterhalb 10^{-6} können in Argon bereits beträchtlich stören.) Hier bietet das Methan eine günstige Chance. Als Molekül mit niedrigen Anregungsstufen ist es recht unempfindlich auf Verunreinigungen. Sein Elektronenstossquerschnitt zeigt – soweit bekannt – eine grosse Ähnlichkeit mit demjenigen von Argon. Wir wollen daher am Beispiel Methan den Zusammenhang zwischen Transportgrössen-Maxima und Stossquerschnitt in folgender Weise diskutieren: Zuerst berechnen wir aus unsern w-D-Messungen mit Hilfe eines einfachen Modelles für jedes E/p einen mittleren relativen Stossquerschnitt const. $\Sigma\ (E/p)$. Man findet für $E/p \to 0$, (und damit $\varepsilon \to 0$) $\Sigma\ (\varepsilon) = \text{const.}\ \varepsilon^{-1/2}$. Oberhalb 0,6 eV gibt es direkte $\Sigma(\varepsilon)$-Messungen mittels monoenergetischer Elektronenstrahlen [14]), [15]). Diese benutzen wir zur Anpassung der unbestimmten Konstanten. Damit kennen wir $\Sigma\ (E/p)$

und $\Sigma(\varepsilon)$, woraus sich ε (E/p) bestimmen lässt. Diese Kenntnis liefert die Möglichkeit, unsere Messungen mit Voraussagen einer besseren Theorie (Boltzmannsche Transportgleichung [2])) zu vergleichen, welche μ und D in Funktion von ε für verschiedene angenommene Energieverteilungen liefert.

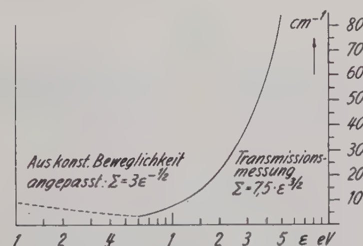
5.2. *Bestimmung eines mittleren relativen Stossquerschnitts als Funktion von E/p*

Für ein «Durchschnittselektron» liefert die kinetische Gastheorie für die Diffusionskonstante $D = \text{const}\ \lambda\ u$. Aus dem Impuls-Erhaltungssatz folgert man leicht für die Beweglichkeit $\mu = w/(E/p) = \text{const}\ \lambda/u$. Die beiden Konstanten, die von der Form der Energieverteilung abhängen, lassen wir offen. Daraus erhält man wegen $\Sigma = 1/\lambda$, $\Sigma = \text{const}/\sqrt{\mu\ D}$.



Figur 15

Stossquerschnitt aus gemessener Beweglichkeit und Diffusion



Figur 16

Stossquerschnitt gegen Energie

Figur 15 zeigt die Auswertung dieser Gleichung auf Grund unserer experimentellen μ-D-Werte. Die Kurve lässt sich innerhalb der Messgenauigkeit analytisch wie folgt ausdrücken:

$$\Sigma = \text{const}\ (E/p)^{-1/2} \quad \text{für } E/p < 0{,}5 \text{ V/cm Torr},$$

$$\Sigma = \text{const}\ E/p \quad \text{für } E/p > 1 \quad \text{V/cm Torr}.$$

Figur 16 zeigt die Transmissions-Messung an einem monoenergetischen Elektronenstrahl für Energien oberhalb 0,6 eV [14]), [15]). Für kleinere Energien sind solche direkten Messungen unmöglich. Unsere w-Messung liefert für $E/p \to 0$ konstante

Beweglichkeit (siehe Figur 17b). Dies bedeutet im «Durchschnitts-Elektron-Modell» λ/u = const. Das heisst, die mittlere freie Flugzeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stössen des Elektrons ist konstant. Daraus folgt $\Sigma = \text{const}/u = \text{const}\,\varepsilon^{-1/2}$.

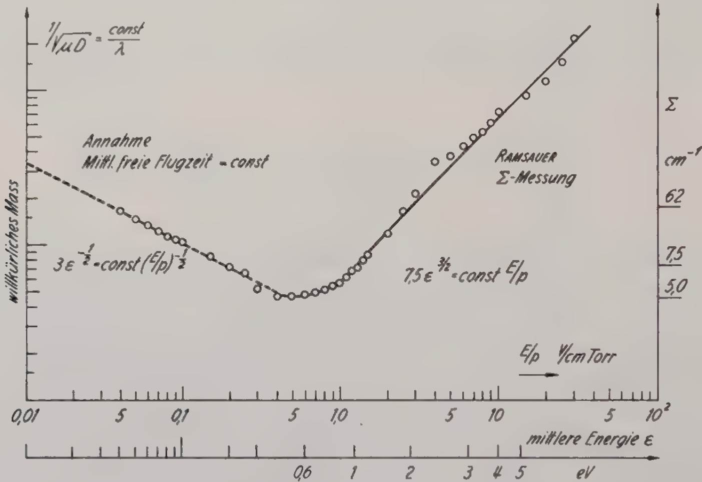
Durch Anpassung an die Transmissionsmessung (Figur 16) ergibt sich

$$\sum(\varepsilon) = 3\,\varepsilon^{-1/2}\,\text{cm}^{-1} \quad \text{für} \quad \varepsilon < 0{,}6\ \text{eV};$$

$E/p = \varepsilon$ für $\varepsilon < 0{,}6$ eV und $E/p = 1{,}25\ \varepsilon^{3/2}$ für $\varepsilon > 0{,}6$ eV (Figur 17a).

5.3. *Elektronen-Energie-Verteilung und Transportgrössen*

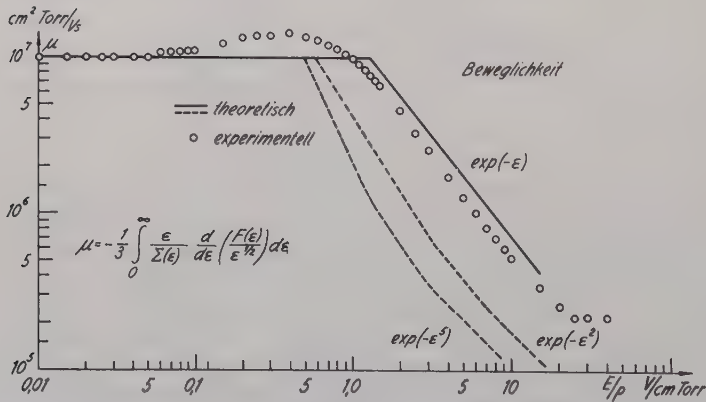
HEYLEN[3]) hat theoretisch die Beziehung zwischen Energieverteilung und Beweglichkeit bzw. Diffusionskonstante diskutiert. Er macht Voraussagen für drei hypo-



Figur 17a

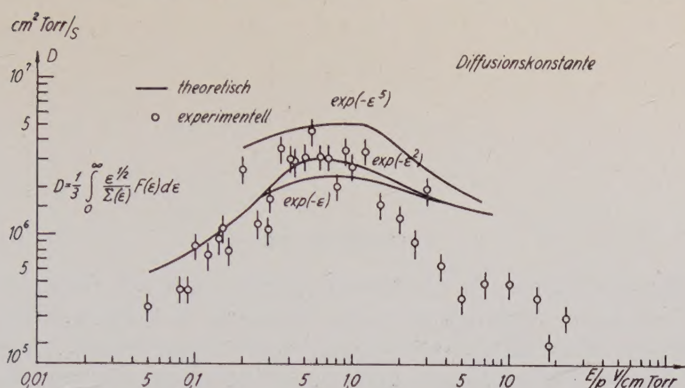
Anpassung der Stossquerschnitte

——— Transmissionsmessung; – – – – $1/u$-Querschnitt (hypoth.); ○○○○ aus μ-D-Messungen + Durchschnittselektron-Modell.



Figur 17b

Theoretische Beweglichkeit für hypothetische Energieverteilungen verglichen mit unsern Messungen



Figur 17c
Theoretische Diffusionskonstante für hypothetische Energieverteilungen verglichen mit unsern Messungen

thetische Verteilungsfunktionen, nämlich exp($-\varepsilon$), exp($-\varepsilon^2$) und exp($-\varepsilon^5$). Sie sind in den Figuren 17b und c als Kurven dargestellt. Oberhalb der Transportgrössen-Maxima ist nur die Beweglichkeit empfindlich auf die Form der Verteilungsfunktion. Unsere Beweglichkeitsmessungen sind als Punkte eingetragen. Sie sind am besten mit einer Maxwell-Verteilung verträglich. Die Diffusionskonstante ist lediglich im Maximum von der Verteilung abhängig, jedoch zu unempfindlich, um bei der vorliegenden Messgenauigkeit eine Entscheidung zu liefern.

Der Schweiz. Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung hat die vorliegende Arbeit finanziell unterstützt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Huber, unter dessen Leitung die Arbeit stand, danke ich herzlich für stete Förderung und Unterstützung.

Herrn Prof. Dr. E. Baumgartner verdanke ich viele klärende Diskussionen.

Den Herren Weyeneth und Abt bin ich für die Ausführung der Werkstattarbeiten sowie für wertvolle praktische Winke zu Dank verpflichtet.

Herrn Thüler (Technikum Burgdorf) danke ich für die Ausführung der Abbildungen.

Literaturverzeichnis

1) L. W. Cochran and D. W. Forester, Phys. Rev. *126*, 1785 (1962).
2) P. A. Morse, W. P. Allis, and E. S. Lamar, Phys. Rev. *48*, 412 (1935).
3) A. E. D. Heylen, Proc. Phys. Soc. *80*, 1109 (1962).
4) J. L. Pack, R. E. Voshall, and A. V. Phelps, Research Report 62-928-113-121, Westinghouse Research Laboratories.
5) H. Schlumbohm, Proc. 4. Intern. Conf. Ionizat. Phenom. in Gases.
6) A. von Engel, *Ionized Gases* (Oxford 1955).
7) A. Comunetti and P. Huber, HPA *33*, 911 (1960).
8) W. Beusch, D. Maeder und R. Müller, ZAMP *9*, 294 (1958).
9) R. H. Healey and J. W. Reed, *The Behaviour of Slow Electrons in Gases* (Sydney 1941).
10) T. E. Bortner, G. S. Hurst, and W. G. Stone, Rev. Sc. Inst. *28*, 103 (1957).
11) L. Frommhold, Zs. f. Physik *156*, 144 (1959).
12) W. N. English and G. C. Hanna, Can. Journ. of Phys. *31*, 768 (1953).
13) E. Brüche, Ann. Phys. *2*, 909 (1929).
14) C. Ramsauer und R. Kollath. Ann. d. Physik *4*, 91 (1930).

Curriculum vitae

Am 24. Oktober 1929 wurde ich, Xaver Alfred Fink, als Sohn des Emil Fink, Uhrmacher, und seiner Gattin Klara, geb. Allemann in Welschenrohr im Kanton Solothurn geboren. Meine Mittelschulbildung erwarb ich mir in den Jahren 1942–1949 an den Abteilungen Oberrealschule und Lehrerbildungsanstalt der Kantonsschule Solothurn. Im Frühjahr 1949 schloss ich sie mit dem Primarlehrerpatent ab. In den darauffolgenden Jahren wirkte ich als Lehrer an verschiedenen solothurnischen Primarschulen. Ab Sommer 1954 begann ich im Rahmen meiner Freizeit an der Universität Basel als Hörer Kurse in Physik und Mathematik zu besuchen. 1957 trat ich vom Lehramt zurück und in die Physikalisch-Chemische Abteilung der Sandoz AG. über. Dort beschäftigte ich mich während etwa zwei Jahren mit technologischen Problemen der Farbmetrik. Von 1959–1964 war ich als Assistent am Praktikum für Radioaktivitäts-Messungen tätig. Die Dissertation wurde unter Leitung von Prof. Dr. P. Huber im Frühjahr 1960 in Angriff genommen. Seit dem 1. April 1964 bin ich als Physiklehrer am Kant. Technikum Burgdorf angestellt.

Ich besuchte Vorlesungen und Übungen bei folgenden Herren Professoren: K. Alder, E. Baldinger, E. Batschelet, E. Baumgartner, W. Becker, M. Fierz, H. Huber, P. Huber, E. Miescher, A. Ostrowski, P. Scherrer, A. Speiser, M. Verde.